

В цьому випадку для точкового резистора результати збігаються з попередніми, опір  $Z_{CR}$  не впливає на режим роботи подільника. З (6) видно, що кільцевий подільник може бути реалізований лише для значень  $\text{tg}^2\theta_R$ , менших за 1, тобто при  $l_R/\lambda$  в межах від 0 до 0,25 та від 0,75 до 1,25. В цих же межах у випадку зв'язаних ліній передачі з однаковими  $\beta_E$  та  $\beta_O$  коефіцієнт зв'язку набиратиме додатне значення, тобто  $Z_{CE}$  буде більший, ніж  $Z_{CO}$ , що характерно для смужкових конструкцій.

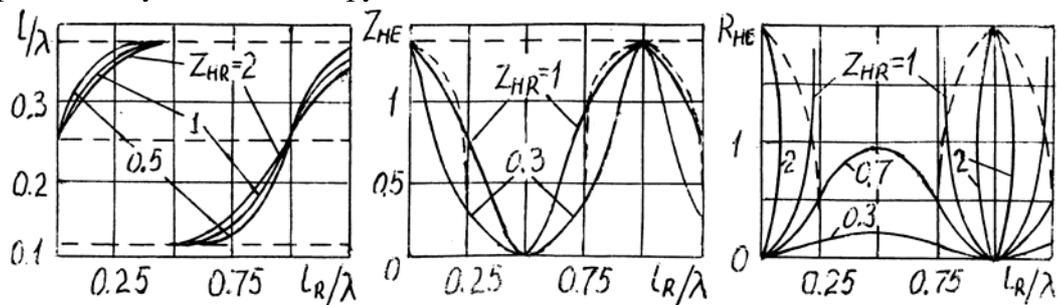


Рис. 2. Залежності параметрів подільника від нормованої довжини резисторної ланки.

На рис.2 наведено залежності  $l/\lambda$ ,  $Z_{HE}$  та  $R_{HE}$  від нормованої резисторної лінії  $l_R/\lambda$  для різних значень  $Z_{HR}$ . На графіках пунктиром вказані значення опорів для випадку ізольованих відрізків ліній передачі (кільцевого подільника). З отриманих залежностей видно, що довжина плеч подільника  $l$  лежить в межах  $(0,125 \div 0,375) \lambda$ , значення  $Z_{CE}$  не перевищують  $\sqrt{2} \cdot Z_C$ , а максимальна величина балансного опору для додатних значень коефіцієнта зв'язку між лініями становить  $2 \cdot Z_C$ . Укорочене кільце можна реалізувати при довжині резисторної ланки  $l_R$ , більшій за  $0,75\lambda$ .

Отримані співвідношення дають можливість виконати синтез подільника потужності з урахуванням впливу реальних конструктивних параметрів резисторної ланки.

1. Оборжницький В. Умова забезпечення розв'язки вихідних плеч подільника на зв'язаних лініях передачі // Вісн. ДУ "Львівська політехн." 1999. № 367. С. 107-109. 2. Микроэлектронные устройства СВЧ / Н.Т.Бова, Ю.Г.Ефремов, В.В.Конин и др. К. 1984.

УДК 621. 396. 011

Яцишин Євген

Варшавська політехніка, Варшава, Польща

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЩІЛИНИ В ПЛОСКОМУ ЕКРАНІ З ШАРОМ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА

© Яцишин Євген, 2000

Теоретично досліджуються характеристики щілини в плоскому металевому екрані, покритому шаром сегнетоелектричного діелектрика. За допомогою стро-гого електродинамічного підходу розв'язана задача збудження електромагнітного поля щілиною в плоскому металевому екрані з шаром сегнетоелектрика.

Отримані результати справедливі для довільної товщини шару діелектрика і його діелектричної проникності. Вони дають змогу оцінити потужність випромінення, а також ефективність щілинного збуджувача поверхневих хвиль.

**This paper presents theoretical investigation of the slot on the metal screen covered with ferroelectric layer. The full-wave method has been applied for solution to the problem of the electromagnetic field excited by the slot. The results of investigation are true for every thickness and permittivity of ferroelectric layer. They permit to estimate the radiation power and excitation efficiency of the surface wave.**

Задача збудження електромагнітного поля щілиною в плоскому екрані з шаром діелектрика розв'язана давно [1]. Однак відомі в літературі дослідження стосуються тільки звичайного діелектрика. Теоретичні дослідження мікросмужкових антен, розташованих на багатошаровій (з шаром сегнетоелектрика) діелектричній основі [2-5], показують широкі можливості отримання різноманітних, цікавих щодо застосування характеристик, зокрема і керованих. В даній роботі наводяться результати теоретичного дослідження щілини на плоскому екрані з шаром сегнетоелектрика (англ. *ferroelectric*). Описані в літературі активні сегнетоелектричні діелектрики [6] мало досліджувалися на високих частотах. В монографії [7] вперше була показана можливість застосування сегнетоелектриків на надвисоких частотах. Хоча характеристики поданих матеріалів були недосконалими, одразу були опубліковані експериментальні дослідження випромінювальних структур із сегнетоелектриками [8]. В останні п'ять років інтерес до сегнетоелектричних матеріалів значно зріс. Це пов'язано з необхідністю створення нової генерації надвисокочастотних пристроїв з можливістю електронного керування їхніми характеристиками. Порівняно із добре відомими ферромагнетиками сегнетоелектрики мають свої переваги і недоліки. Основним недоліком вважається сильна температурна залежність діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат. Необхідно зауважити, що це справедливо, в основному, для матеріалів з дуже великим значенням діелектричної проникності ( $15000\epsilon_0$  і більше, де  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму). Такі матеріали використовувалися для виготовлення конденсаторів. В нашому випадку цікавим видається застосування матеріалів з проникністю до  $5000\epsilon_0$ , тому можна очікувати слабшої залежності від температури. Перевагою таких матеріалів є простота в керуванні параметрами при малій керуючій потужності (маємо справу з хорошими діелектриками, тому існують тільки струми поляризації). Опубліковані в літературі дані [9, 10] вселяють оптимізм. В табл. 1 і в табл. 2 подані частотні залежності діелектричної проникності і тангенса кута діелектричних втрат для двох взірців сегнетоелектрика із серії титанатів барію  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ .

Таблиця 1

 **$Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$** 

Частота (ГГц)	Проникність	Тангенс кута втрат
12.0	1288	0.115
13.0	1345	0.099
14.0	1266	0.062
15.0	1222	0.082
16.0	1333	0.082
17.0	1306	0.057
18.0	1229	0.044

**Ba<sub>0.2</sub>Sr<sub>0.8</sub>TiO<sub>3</sub>**

Частота (ГГц)	Проникність	Тангенс кута втрат
12.0	356	0.014
13.0	351	0.030
14.0	335	0.025
15.0	335	0.021
16.0	336	0.012
17.0	349	0.008
18.0	358	0.014

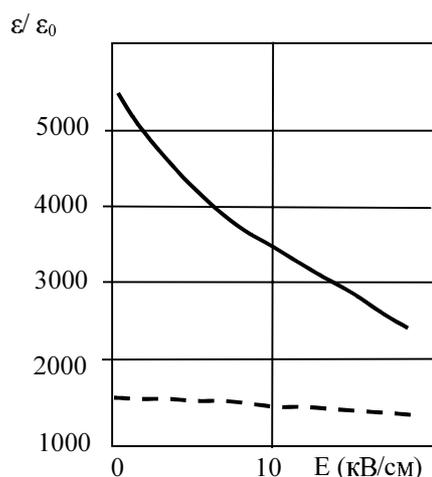


Рис.1. Зміна діелектричної проникності залежно від прикладеного поля для: Ba<sub>0.65</sub>Sr<sub>0.35</sub>TiO<sub>3</sub> (—) Ba<sub>0.5</sub>Sr<sub>0.5</sub>TiO<sub>3</sub> (- - -)

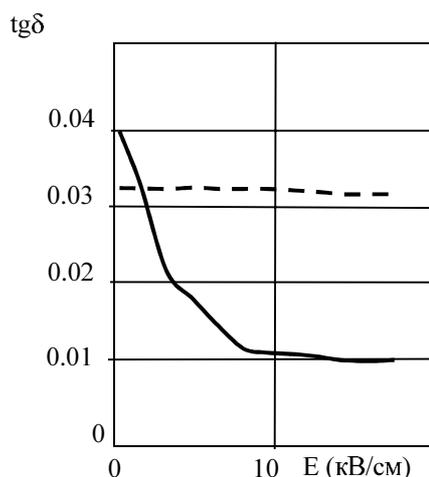


Рис.2 Зміна тангенса втрат залежно від прикладеного поля для: Ba<sub>0.65</sub>Sr<sub>0.35</sub>TiO<sub>3</sub> (—) Ba<sub>0.5</sub>Sr<sub>0.5</sub>TiO<sub>3</sub> (- - -)

На рис.1 і рис.2 показані залежності діелектричної проникності і тангенса кута втрат від прикладеної напруженості керуючого електричного поля на частоті 1 МГц і при температурі 25<sup>0</sup>С.

## АНАЛІЗ

Розглянемо задачу, зображену на рис.3. До нескінченно вузької щілини, прорізаної вздовж осі  $x$ , прикладена змінна різниця потенціалів  $u$ . В цьому випадку збуджене електромагнітне поле має тільки три складові:  $E_z, E_y$  і  $H_x$ , що задовольняють такі граничні умови:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} \Big|_{z=0} = i\omega \frac{\varepsilon}{C} E_y \Big|_{z=0}$$

$$E_y \Big|_{z=0} = \begin{cases} 0 & \text{на екрані} \\ \frac{u}{2\delta} & \text{на апертурі щілини} \end{cases}$$

$$\frac{\partial H_1}{\partial z} \Big|_{z=h} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial H_2}{\partial z} \Big|_{z=h}, \quad \frac{\partial H_1}{\partial y} \Big|_{z=h} = \frac{\partial H_2}{\partial y} \Big|_{z=h} \quad (1)$$

Індекс 1 відповідає полям у вільному просторі, а 2 – полям в діелектрику.

Векторний потенціал для довільного розподілу магнітних сторонніх струмів в об'ємі  $V$  може бути поданий через тензор Гріна  $\hat{G}$  у вигляді [11]

$$\vec{A}^* = \frac{i\omega\mu}{4\pi} \iiint_{V_D} \hat{G}^*(M, M_0) \vec{j}_M(M_0) dv_{M_0} \quad (2)$$

де тензорна функція Гріна має вигляд

$$\hat{G}^*(M, M_0) = \left\{ \begin{array}{ccc} G_0^*(M, M_0) & 0 & 0 \\ 0 & G_0^*(M, M_0) & 0 \\ \tilde{\varepsilon}(z) \frac{\partial g^*}{\partial x} & \tilde{\varepsilon}(z) \frac{\partial g^*}{\partial y} & \frac{\tilde{\varepsilon}(z)}{\mu(z)} G_1^*(M, M_0) \end{array} \right\} \quad (3)$$

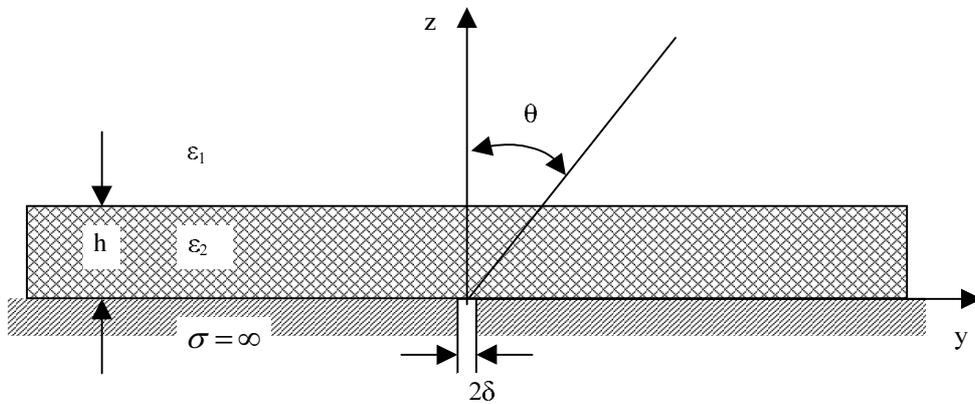


Рис.3. Щілина в екрані з шаром сегнетоелектрика.

Функції  $G_0^*$ ,  $g^*$ ,  $G_1^*$  зображаються у вигляді

$$\begin{aligned} G_0^*(M, M_0) &= \int_0^\infty J_0(\chi\rho) \Phi_0^*(\chi, z, z_0) \chi d\chi, \\ g^*(M, M_0) &= \int_0^\infty J_0(\chi\rho) \varphi^*(\chi, z, z_0) \chi d\chi, \\ G_1^*(M, M_0) &= \int_0^\infty J_0(\chi\rho) \Phi_1^*(\chi, z, z_0) \chi d\chi, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $\rho = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$ . Для отримання числових результатів вирази (4) зручно подавати у вигляді інтегралів Фур'є.

Функції  $\Phi_0^*$ ,  $\varphi^*$ ,  $\Phi_1^*$  можна виразити через фундаментальну функцію  $U_a^\alpha$ :

$$\Phi_0^* = U_{\tilde{\varepsilon}}^0; \quad \varphi^* = \frac{1}{\chi^2} \left\{ U_{\mu}^1 - \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial U_{\tilde{\varepsilon}}^0}{\partial z} \right\}; \quad \Phi_1^* = U_{\mu}^0. \quad (5)$$

Враховуючи двовимірність задачі і те, що сегнетоелектрик є немагнітним діелектриком, можемо записати:

$$\hat{G}^*(M, M_0) = G_0^*(M, M_0); \quad \Phi_0^* = U_{\tilde{\varepsilon}}^0, \quad (6)$$

$$\text{де} \quad U_{\tilde{\varepsilon}}^0 = 2 \frac{Z_1(z_0)Z_2(z_0)}{Z_2(z_0) - Z_1(z_0)} \exp \left\{ \int_{z_0}^z \frac{\varepsilon(z)}{Z_2(z)} dz \right\}. \quad (7)$$

Функція  $Z_1(z)$  визначена при  $z \leq z_0$ , а  $Z_2(z)$  при  $z \geq z_0$ , де  $z_0$  – координата джерела. В нашому випадку  $Z_1(z_0) \Rightarrow \infty$ , що відображає наявність металевого екрана, а  $Z_2(z)$  має вигляд:

$$Z_2(z) = -\frac{\varepsilon_m}{\eta_m} \cdot \frac{C_m + D_m \exp[-2\eta_m(z_{m+1} - z)]}{C_m - D_m \exp[-2\eta_m(z_{m+1} - z)]}, \quad (8)$$

$$Z_2(z_0) = -\frac{\varepsilon_2}{\eta_2} \cdot \frac{C_2 + D_2 \exp[-2\eta_2 h]}{C_2 - D_2 \exp[-2\eta_2 h]}, \quad (9)$$

де  $\eta_2 = \sqrt{\chi^2 - k_2^2}$ ;  $k_2 = k\sqrt{\varepsilon_2}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $C_m = \eta_m Z_2^{m+1} - \varepsilon_m$ ;  $D_m = \eta_m Z_2^{m+1} + \varepsilon_m$ ;  $Z_2^{m+1} = Z_2(z = z_{m+1})$ .

Отже, фундаментальну функцію можна подати у такому вигляді

$$U_{\tilde{\varepsilon}}^0 = -2Z_2(z_0) \cdot F(z), \quad (10)$$

$$\text{де} \quad F(z) = \exp \left\{ \int_{z_0}^z \frac{\varepsilon(z)}{Z_2(z)} dz \right\}. \quad (11)$$

Підставивши (8) в (11) і проінтегрувавши вираз, отримаємо функцію  $F(z)$ :

$$F(z) = \frac{C_2 + D_2}{C_2 + D_2 \cdot \exp(-2\eta_2 h)} \cdot \exp(-\eta_2 h - \eta_1 h - \eta_1 z). \quad (12)$$

Отже, фундаментальну функцію для нашого випадку можна записати у вигляді:

$$U_{\tilde{\varepsilon}}^0 = \frac{2 \cdot \varepsilon_1 \varepsilon_2 \cdot \exp[-\eta_1(z - h)]}{\varepsilon_1 \eta_2 \cdot \text{sh}(\eta_2 h) + \varepsilon_2 \eta_1 \cdot \text{ch}(\eta_2 h)} \quad (13)$$

Враховуючи характер збудження, що відповідає синфазній нитці магнітного струму, розташований в центрі системи координат, і підставляючи вирази (13) в (6), (4) і в (2), відповідно отримаємо вираз для векторного потенціалу:

$$A_x^* = \frac{i\omega\mu I_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\chi\delta)}{\chi\delta} \right] \cdot e^{ixy} \cdot U_{\tilde{\varepsilon}}^0 d\chi \quad (14)$$

Нас цікавить електричне поле, тому визначимо всі його складові

$$\bar{E} = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \text{rot} \bar{A}^*; \quad E_y = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial A_x^*}{\partial z}; \quad E_z = -\frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial A_x^*}{\partial y}. \quad (15)$$

$$E_y = -\frac{i\omega\mu I_0 \cdot 2\varepsilon_2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\chi\delta)}{\chi\delta} \right] \cdot \frac{\eta_1 \cdot e^{-\eta_1(z-h)} \cdot e^{ixy}}{\varepsilon_1 \eta_2 \cdot \text{sh}(\eta_2 h) + \varepsilon_2 \eta_1 \cdot \text{ch}(\eta_2 h)} d\chi, \quad (16)$$

$$E_z = \frac{\omega\mu I_0 \cdot 2\varepsilon_2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\chi\delta)}{\chi\delta} \right] \cdot \frac{\chi \cdot e^{-\eta_1(z-h)} \cdot e^{i\chi y}}{\varepsilon_1\eta_2 \cdot \text{sh}(\eta_2 h) + \varepsilon_2\eta_1 \cdot \text{ch}(\eta_2 h)} d\chi. \quad (17)$$

Застосовуючи метод перевалу [12], можна визначити поле у далекій зоні

$$E_y(\theta) = -\frac{i\omega\mu I_0 \cdot 2\varepsilon_2}{\pi} \cdot \sqrt{-\frac{2\pi}{ikr}} \cdot \Psi_y(\theta) \cdot e^{-i(kr-\pi/4)}, \quad (18)$$

$$E_z(\theta) = \frac{\omega\mu I_0 \cdot 2\varepsilon_2}{\pi} \cdot \sqrt{-\frac{2\pi}{ikr}} \cdot \Psi_z(\theta) \cdot e^{-i(kr-\pi/4)}, \quad (19)$$

де

$$\Psi_y(\theta) = \left[ \frac{\sin(k\delta \sin\theta)}{k\delta \sin\theta} \right] \cdot \left[ \frac{k \cos^2 \theta \cdot e^{ikh \cos \theta}}{i\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta} \sin(kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}) + \varepsilon_2 \cos \theta \cos(kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta})} \right] \quad (20)$$

$$\Psi_z(\theta) = \left[ \frac{\sin(k\delta \sin\theta)}{k\delta \sin\theta} \right] \cdot \left[ \frac{i \cdot k \sin\theta \cos \theta \cdot e^{ikh \cos \theta}}{i\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta} \sin(kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}) + \varepsilon_2 \cos \theta \cos(kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta})} \right] \quad (21)$$

– це складові просторової діаграми спрямованості щілини в екрані під шаром діелектрика.

Якщо потрібно розглядати поле вздовж поверхні діелектрика, необхідно враховувати всі полюси підінтегральної функції у виразах (16) і (17). Розв'язки, що відповідають цим полюсам, – це поверхневі хвилі. Ці хвилі поширюються вздовж осі  $y$  і експоненційно затухають вздовж осі  $z$ . Отже, розглядаючи поля на великій відстані від щілини при кутах, що відрізняються від  $90^\circ$ , поверхневими хвилями можна знехтувати.

Відомо, що параметри діелектрика, яким покритий екран, впливають на форму просторової діаграми спрямованості і на значення енергії, яка випромінюється або переноситься поверхневою хвилею.

Загалом потужність, що проходить через довільний переріз, дорівнює

$$P = \frac{1}{2} \int_S \text{Re} \left[ \vec{E}^* \vec{E} \right] d\vec{s} \quad (22)$$

Не наводячи елементарних викладок, запишемо потужність просторової хвилі, що припадає на одиницю довжини  $z$ .

$$P = const \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[ \frac{\sin(k\delta \sin\theta)}{k\delta \sin\theta} \right]^2 \cdot \left[ \frac{\cos^2 \theta \cdot e^{ikh\cos\theta} \cdot d\theta}{\left( \varepsilon_2 - \sin^2 \theta \right) \sin^2 \left( kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta} \right) + \varepsilon_2^2 \cos^2 \theta \cos^2 \left( kh\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta} \right)} \right] \quad (23)$$

Якщо необхідно, можна записати потужність поверхневої хвилі і знайти відношення потужності, що переноситься поверхневою хвилею, до потужності, яка випромінюється у вигляді просторової хвилі. Однак це питання виходить за межі даної роботи.

### РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

На рис.4. наведена розрахована залежність випроміненої потужності від товщини сегнетоелектрика і його діелектричної проникності ( $\text{tg}\Delta = 0.01$ ).

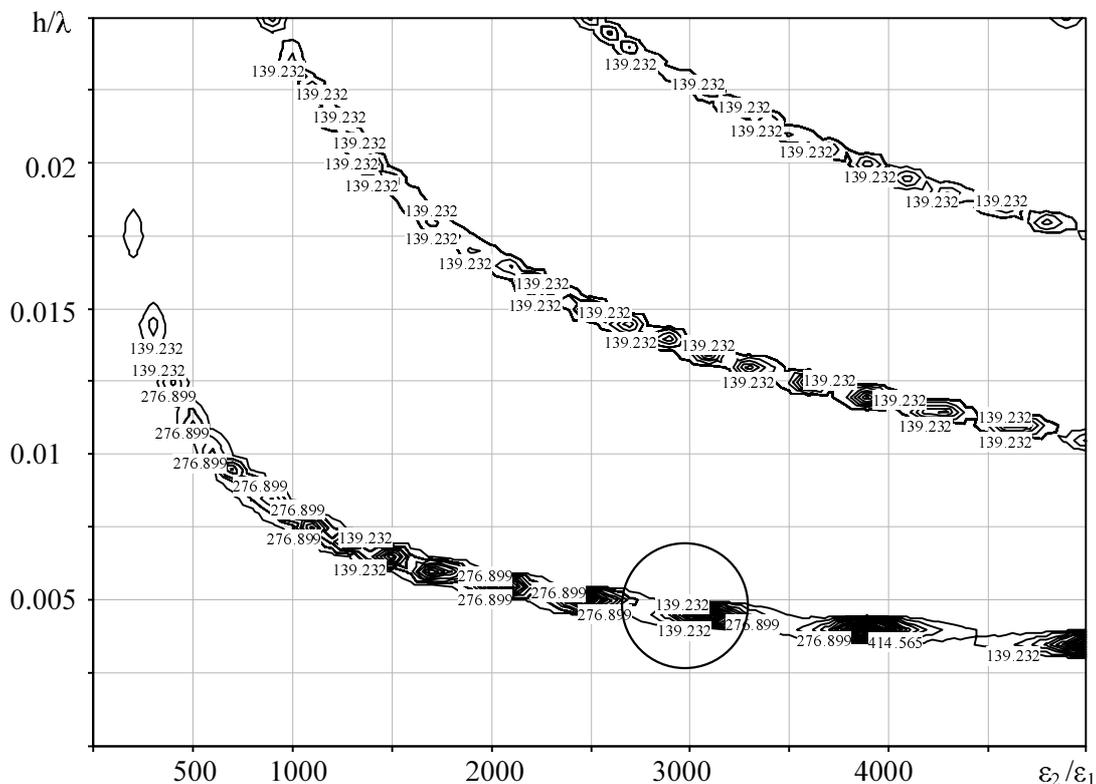


Рис.4. Залежність потужності просторової хвилі (нормованої відносно const) від товщини і діелектричної проникності шару сегнетоелектрика ( $\text{tg}\Delta = 0.01$ ).

З рис.4 видно, що існують точки резонансного випромінювання, де необхідно очікувати малої ефективності збудження поверхневої хвилі. Для малих значень діелектричної проникності, що відповідає звичайним діелектрикам, резонансні явища не спостерігаються (для порівняно малих товщин). Отримані результати не враховують можливої зміни провідності щілини залежно від товщини і діелектричної проникності шару сегнетоелектрика, а передбачають її незмінність. Для оцінки впливу шару сегнетоелектрика на параметри щілини розрахуємо власну провідність щілини в екрані з шаром сегнетоелектрика. Власну провідність щілини можна знайти із взаємної провідності двох щілин за умови, що відстань між ними дорівнює 0 [13].

$$Y(l-n)|_{l=n} = -\frac{1}{I^*(l)I(n)} \int_{S_l} \overline{H}\{\overline{\phi}(s_n)I(n)\} \cdot \overline{\phi}^*(s_l)I^*(l) \cdot ds_l |_{l=n} \quad (24)$$

де  $\overline{H}\{\}$  – оператор, що визначає магнітне поле, створене струмом в  $n$ -му елементі на поверхні  $l$ -го за рахунок взаємодії у зовнішній області. Для нашого випадку  $\overline{\phi}(s)$  постійні, тому вираз для власної провідності має такий вигляд:

$$\begin{aligned} Y &= -2 \frac{k_2^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\chi\delta)}{\chi\delta} \right]^2 \cdot \frac{C_1 + D_1 \cdot \exp(-2\eta_2 h)}{C_1 - D_1 \cdot \exp(-2\eta_2 h)} \cdot \frac{1}{\eta_2} d\chi = \\ &= -2 \frac{k_2^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\chi\delta)}{\chi\delta} \right]^2 \cdot \frac{\varepsilon_1 \eta_2 \cdot \operatorname{ch}(\eta_2 h) + \varepsilon_2 \eta_1 \cdot \operatorname{sh}(\eta_2 h)}{\varepsilon_1 \eta_2 \cdot \operatorname{sh}(\eta_2 h) + \varepsilon_2 \eta_1 \cdot \operatorname{ch}(\eta_2 h)} \cdot \frac{1}{\eta_2} d\chi \end{aligned} \quad (25)$$

Обчислення цього інтеграла не викликає труднощів, з огляду на введення досить значних втрат у сегнетоелектрику ( $\operatorname{tg} \Delta = 0.01$ ). Введення втрат призводить до того, що хвильове число у діелектрику стає комплексним і шлях інтегрування, який проходить по дійсній осі, не перетинає полюсів підінтегрального виразу.

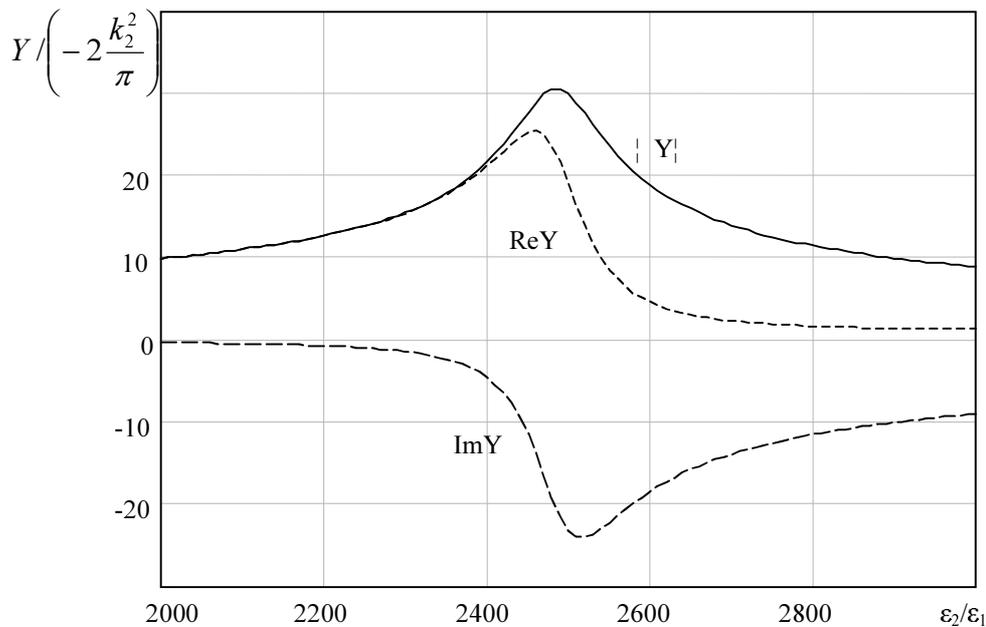


Рис.5. Власна провідність щілини залежно від діелектричної проникності шару сегнетоелектрика ( $h=0.005\lambda$ ).

На рис.5. показані дійсна і уявна частини власної провідності щілини, а також модуль цієї провідності залежно від зміни діелектричної проникності шару діелектрика при сталій товщині ( $h = 0.005\lambda$ ). Ця провідність розрахована для області, відзначеної колом на рис.4. З рисунка видно, що в області резонансу потужності модуль провідності значно зростає. Ємнісний характер провідності свідчить про накопичення енергії, як в конденсаторі. Це явище може стати суттєвою перешкодою при використанні сегнетоелектриків у випромінювальних структурах. Провідність щілини, крім цього, залежить від її довжини, тому видається цікавим дослідити обмежену по довжині щілину, що значно наблизить її до реального випромінювача.

## ВИСНОВКИ

Наведені теоретичні дослідження щілини в плоскому металевому екрані з шаром сегнетоелектричного діелектрика. Показано, що при достатньо великій діелектричній проникності спостерігаються резонансні явища випромінення потужності. Використання такого ефекту у випромінювальних структурах гальмує одночасне із зростанням потужності зростання провідності щілини. Для подальшого дослідження необхідно проаналізувати обмежену по довжині щілину як тривимірну електродинамічну задачу.

1. Шанников Д.М. Соотношение мощностей, переносимых волнами, возбуждаемыми щелью на плоскости, покрытой слоем диэлектрика // *Радиотехника*. 1960. Т.15. № 2. С.27-33.
2. Яцишин Є.М. Сегнетоелектрична мікросмузкова антена // *Вісн. ДУ "Львівська політехніка"*. 2000. № 387. С.222–231.
3. Modelski J., Yashchyshyn Y. New type of Microstrip Antenna with Ferroelectric Layer // *Conference Proceedings of the XIII International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications. Wrocaw, 22-24 May 2000. P.583–586.*
4. Modelski J., Yashchyshyn Y. Voltage-controlled ferroelectric microstrip antenna for phased arrays // *2000 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC/URSI National Radio Science Meeting. USA, Utah, Salt Lake City, 16-21 July 2000.*
5. Modelski J., Yashchyshyn Y. Investigations of the Microstrip Antenna on Ferroelectric Substrates // *30<sup>th</sup> European Microwave Conference 2000. France, Paris, 2-6 October 2000.*
6. *Справочник по электротехническим материалам. Л. 1988. Т.3.*
7. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О.Г.Вендика. М. 1979.
8. Вендик О.Г., Мироненко И.Г., Рыжкова Л.В. Антенна бегущей волны с электрическим сканированием // *Радиотехника и электроника*. 1982. № 8.
9. Varadan V.K., Ghodgaonkar D.K., Varadan V.V., Kelly J.F. and Glikerdas P. Ceramic Phase Shifters for Electronically Steerable Antenna Systems // *Microwave Journal*. 1992. Vol.35. № 1. P.116–127.
10. Rao J.B.L., Patel D.P. and Krichevsky V. Voltage-Controlled Ferroelectric Lens Phased Arras // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. 1999. Vol.47. № 3. P.458–468.
11. Дмитриев В.И. Общій метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде / В сб.: *Вычислительные методы и программирование. М., 1968. Вып.10. С. 55-65.*
12. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.;-Л. 1967.
13. Чаплин А.Ф. Анализ и синтез антенных решеток. Львов, 1987.

УДК 621.376+681.513

Дунець Роман

Українська академія друкарства, кафедра автоматизації комп'ютерних технологій

## ЧАСОВІ КРИТЕРІЇ ОПТИМІЗАЦІЇ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ЛІНІЙ ОПЕРАТИВНОГО ВИПУСКУ ПРОДУКЦІЇ

© Дунець Роман, 2000

**Запропоновано як критерії оптимізації, окрім часу критичного шляху, час мінімального та екстремального шляхів. Дана верхня оцінка кількості цих шляхів для кожного типу топології технологічних ліній.**